



К ВОПРОСУ О ЗАРЯДКЕ НАНО- И МИКРОМАСШТАБНЫХ ЧАСТИЦ В ЗАПЫЛЁННОЙ ИОНОФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ В ПРИСУТСТВИИ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

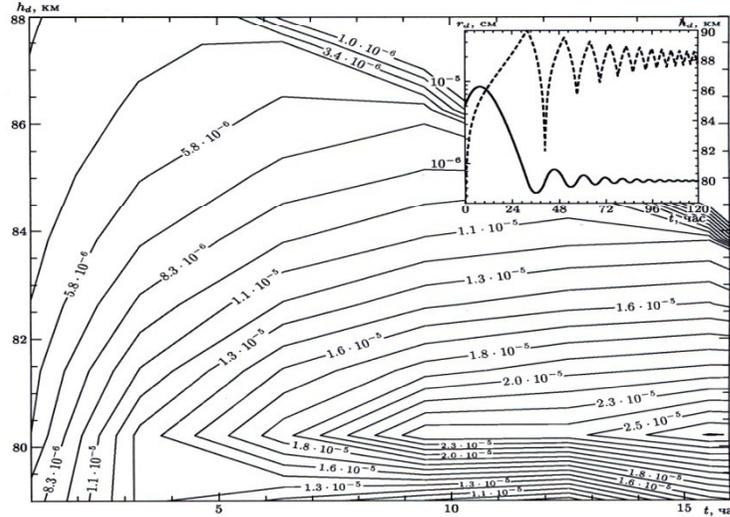
*С.И. Копнин, А.А. Моржакова, С.И. Попель
Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия,*

serg_kopnin@mail.ru



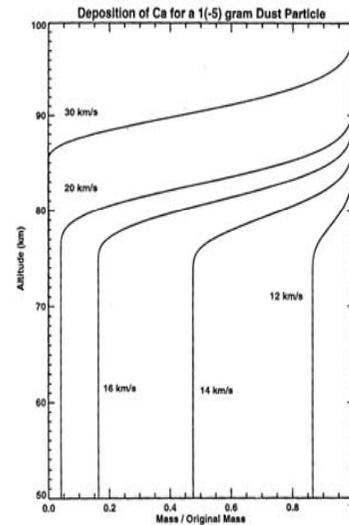
Источники пылевых частиц в ионосферной плазме

Серебристые облака и Полярные мезосферные радиоотражения



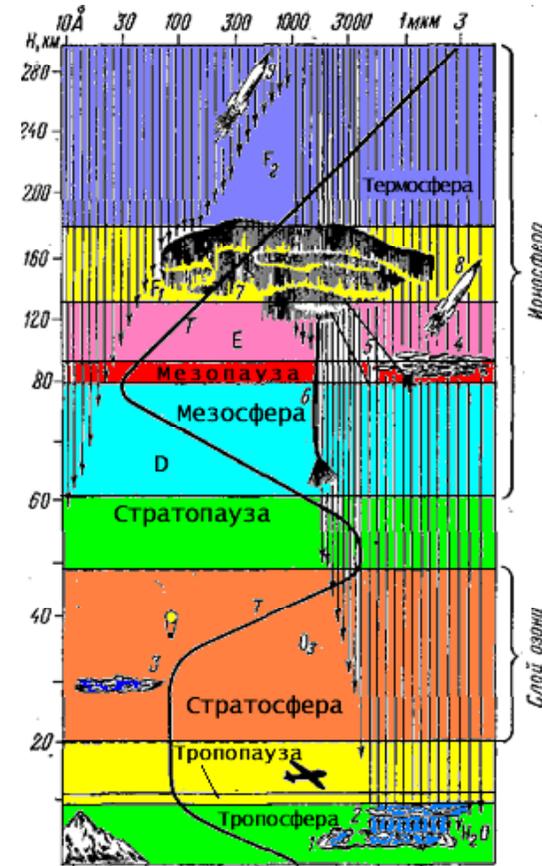
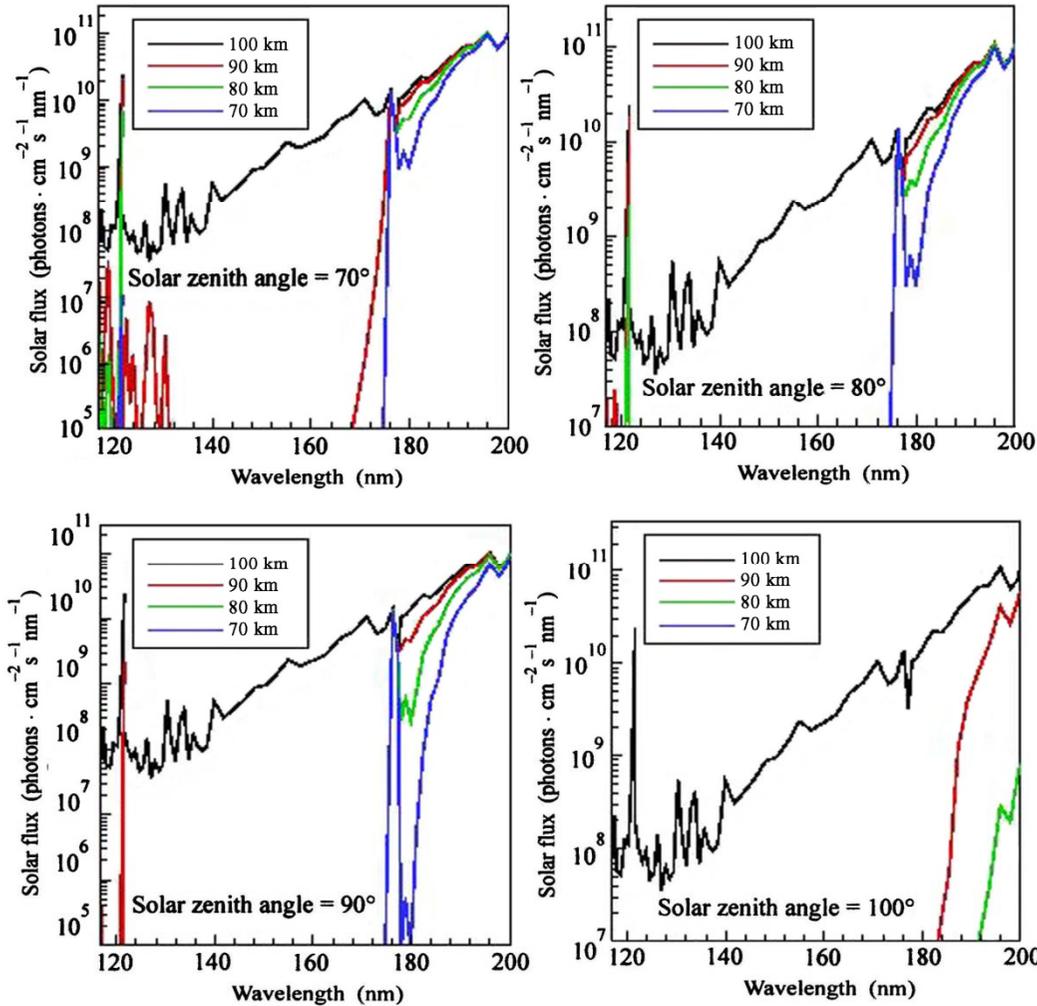
Активные геофизические эксперименты (North Star, Fluxus et. al.)

Метеороиды





Спектры солнечного излучения



$$\frac{\partial q_d}{\partial t} = I_e(q_d) + I_i(q_d) + I_{ph}(q_d)$$



Нейтралы и зарядка пылевых частиц

1. Резонансная перезарядка ионов при их взаимодействии с нейтралами может приводить к изменению потока ионов на пылевые частицы.

2. Пылевые частицы, находясь под воздействием интенсивного солнечного излучения в ионосферной плазме, могут служить источниками «горячих» фотоэлектронов. Увеличение температуры электронов может приводить к уменьшению электронного тока на пылевые частицы. Наличие нейтральных атомов и молекул в запылённой ионосферной плазме может приводить к уменьшению температуры таких электронов (см. также А.М. Игнатовым и С.А. Майоровым КСФ № 4. 2009)

В настоящее время интерес представляет вопрос: в каких областях и для каких активных геофизических экспериментов следует учитывать вышеуказанные процессы при описании пылевой ионосферной плазмы.



Резонансная перезарядка

сечение взаимодействия электронов с заряженной пылевой частицей определяется из законов сохранения моментов энергии и импульса:

$$\sigma_c^{(e)} = \pi a^2 \left(1 + \frac{2eq_d}{m_e v^2 a} \right)$$

ТОК электронов $I_e = \sqrt{8\pi} n_e a^2 v_{T_e} (1 + eq_d / a T_e)$

сечение взаимодействия ионов с заряженной пылевой частицей

$$\sigma_c^{(i)} = \begin{cases} 0, & v \leq v_i^* \\ \pi a^2 (1 - 2eq_d / m_i v^2 a), & v > v_i^* \end{cases}$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \Gamma_i = 0$$

$$\Gamma_i = n_i v_i = -D_i \nabla n_i - (D_i n_i e / T_i) \nabla \varphi$$

ТОК ИОНОВ

$$I_i = \frac{n_{oi} \exp\left(-\frac{eq_d}{T_i} \frac{1}{l_i}\right) \sqrt{2\pi} a^2 v_{T_i} \exp\left(-\frac{eq_d}{T_i a}\right)}{1 - \frac{T_i}{4\pi D_i eq_d} \sqrt{2\pi} a^2 v_{T_i} \exp\left(-\frac{eq_d}{T_i a}\right) \left[\exp\left(-\frac{eq_d}{T_i} \frac{1}{l_i}\right) - 1 \right]}$$



Фотоэффект

Поток электронов с поверхности пылевых частиц, вызванный фотоэффектом, имеет вид

$$I_{ph}(q_d, a) = \beta \pi a^2 c \int_{\omega_R + \frac{eq_d}{a\hbar}}^{\omega} \frac{\rho(\omega)}{\hbar\omega} d\omega$$

спектральная плотность излучения
с коэффициентом ослабления

$$\rho(\omega) = \frac{\alpha}{\pi^2 c^3} \frac{\hbar\omega^3}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{T_c}\right) - 1}$$

для высот, меньших 270 км

$$I_{ph}(q_d, a) = \beta \pi a^2 c \left(\int_{\omega_R + \frac{eq_d}{a\hbar}}^{\omega_1} \frac{\rho(\omega)}{\hbar\omega} d\omega + \int_{\omega_2}^{\infty} \frac{\rho(\omega)}{\hbar\omega} d\omega \right)$$

для высот 80 – 120 км

$$I_{ph}(q_d, a) = \beta \pi a^2 c \left(\int_{\omega_R + \frac{eq_d}{a\hbar}}^{\omega_1} \frac{\rho_{approx}(\omega)}{\hbar\omega} d\omega + \int_{\omega_2}^{\infty} \frac{\rho(\omega)}{\hbar\omega} d\omega \right)$$



Температура фотоэлектронов

80 – 120 км

$$T_{e,ph}(q_d, a) = T_0 \frac{\int_{\omega_R + \frac{eq_d}{a\hbar}}^{\omega_1} \omega F_1(\omega) d\omega}{\int_{\omega_R + \frac{eq_d}{a\hbar}}^{\omega_1} F_1(\omega) d\omega} - \hbar\omega_R - \frac{eq_d}{a}$$

120 – 270 км

$$T_{e,ph}(q_d, a) = T_0 \frac{\int_{\omega_R + \frac{eq_d}{a\hbar}}^{\omega_1} \omega F(\omega) d\omega + \int_{\omega_2}^{\infty} \omega F(\omega) d\omega}{\int_{\omega_R + \frac{eq_d}{a\hbar}}^{\omega_1} F(\omega) d\omega + \int_{\omega_2}^{\infty} F(\omega) d\omega} - \hbar\omega_R - \frac{eq_d}{a}$$

ВЫШЕ 270 км

$$T_{e,ph}(q_d, a) = T_0 \frac{\int_{\omega_R + \frac{eq_d}{a\hbar}}^{\infty} \omega F(\omega) d\omega}{\int_{\omega_R + \frac{eq_d}{a\hbar}}^{\infty} F(\omega) d\omega} - \hbar\omega_R - \frac{eq_d}{a}$$



Релаксация температуры электронов

Из кинетического уравнения с интегралом столкновений в форме Фоккера-Планка следует выражение для изменения температуры электронов в результате их упругих столкновений с нейтральными атомами и молекулами:

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{4}{3} \pi \frac{n_n}{n_e} \sigma_t \frac{T_n}{m_n} \frac{A}{m_e} \left(\frac{1}{T_n} - \frac{1}{T_e} \right) \int_0^\infty p^3 \frac{\partial}{\partial p} \left(p^3 e^{-\frac{p^2}{2m_e T_e}} \right) dp$$

σ_t – транспортное сечение рассеяния электронов на нейтральных атомах и молекулах. Например, для сечения столкновения электронов с молекулами азота:

$$\sigma_t = 10^{-15} \left\{ 1 - 0,8 \exp \left[-(\varepsilon + 0,025)^2 / 0,02 \right] + 2,4 \exp \left[-(\varepsilon - 2,7)^2 / 0,5 \right] \right\} \text{см}^2$$

$$T_e(t) = T_n \left[\left(1 + \frac{\sqrt{T_{e0}} - \sqrt{T_n}}{\sqrt{T_{e0}} + \sqrt{T_n}} e^{-\frac{t}{\tau_{en}}} \right) / \left(1 - \frac{\sqrt{T_{e0}} - \sqrt{T_n}}{\sqrt{T_{e0}} + \sqrt{T_n}} e^{-\frac{t}{\tau_{en}}} \right) \right]^2$$

Характерное время релаксации

$$\tau_{en} = \frac{\sqrt{\pi}}{32} \frac{m_n}{n_n \sigma_t \sqrt{2m_e T_n}}$$



Модельная постановка (случай абсолютно чёрного тела) (I)

Для определения зарядки пылевых частиц необходимо использовать выражение

$$\frac{\partial q_d}{\partial t} = I_e(q_d) + I_i(q_d) + I_{ph}(q_d),$$

в которое входит температура электронов, сама являющаяся функцией заряда и зависящей от размеров пылевых частиц как от параметра.

В простейшем случае можно представить солнечное излучение, как излучения абсолютно чёрного тела с температурой около 6000 К. В этом случае:

$$\frac{\partial Z_d}{\partial t} = \pi a^2 \left[\frac{\beta}{\pi^2 c^2} \left(\frac{T_c}{\hbar} \right)^3 \left[(x_1^2 + 2x_1 + 2)e^{-x_1} - (x_2^2 + 2x_2 + 2)e^{-x_2} \right] + n_i V_{T_i} e^{-\frac{e^2 Z_d}{a T_i}} - n_e V_{T_e} \left(1 + \frac{e^2 Z_d}{a T_i} \right) \right]$$

$$q_d = eZ_d \quad q_e = -e \quad Z_d = Z_d(t) \quad x_1 = \frac{\hbar \omega_R}{T_c} + \frac{e^2 Z_d}{a T_c} \quad x_2 = \frac{\hbar \omega_0}{T_c}$$



Модельная постановка (случай абсолютно чёрного тела) (II)

$$0 = \pi a^2 \left[\frac{\beta}{\pi^2 c^2} \left(\frac{T_c}{\hbar} \right)^3 \left[(x_1^2 + 2x_1 + 2)e^{-x_1} - (x_2^2 + 2x_2 + 2)e^{-x_2} \right] + n_i V_{T_i} e^{-\frac{e^2 Z_d}{a T_i}} - n_e V_{T_e} \left(1 + \frac{e^2 Z_d}{a T_i} \right) \right]$$

$$\tilde{a} = 2 \left(1 + \frac{\hbar \omega_R}{T_c} \right) \quad z = \frac{\hbar(\omega_0 - \omega_R)}{T_c} + \ln \frac{z^2 + \tilde{a}z + b}{\alpha(1+z\tau)e^{x_2} + x_2^2 + 2x_2 + 2}$$

$$b = \left(\frac{\hbar \omega_R}{T_c} \right)^2 + 2 \frac{\hbar \omega_R}{T_c} + 2 \quad \alpha = \frac{V_{T_e} n_e \pi^2}{\beta c} \left(\frac{\hbar c}{T_c} \right)^3 \quad \tau = \frac{T_c}{T_e} \quad z = \frac{e Z_d}{a T_c}$$

$$z = \ln(\alpha^{-1}) - \frac{\hbar \omega_R}{T_c} + \ln \left(\frac{z^2 + \tilde{a}z + b}{1 + z\tau} \right) \approx \ln(\alpha^{-1}) - \frac{\hbar \omega_R}{T_c} \quad \alpha \ll 1$$

Для высот серебристых облаков и ПМЛЭ это условие достаточно хорошо выполняется

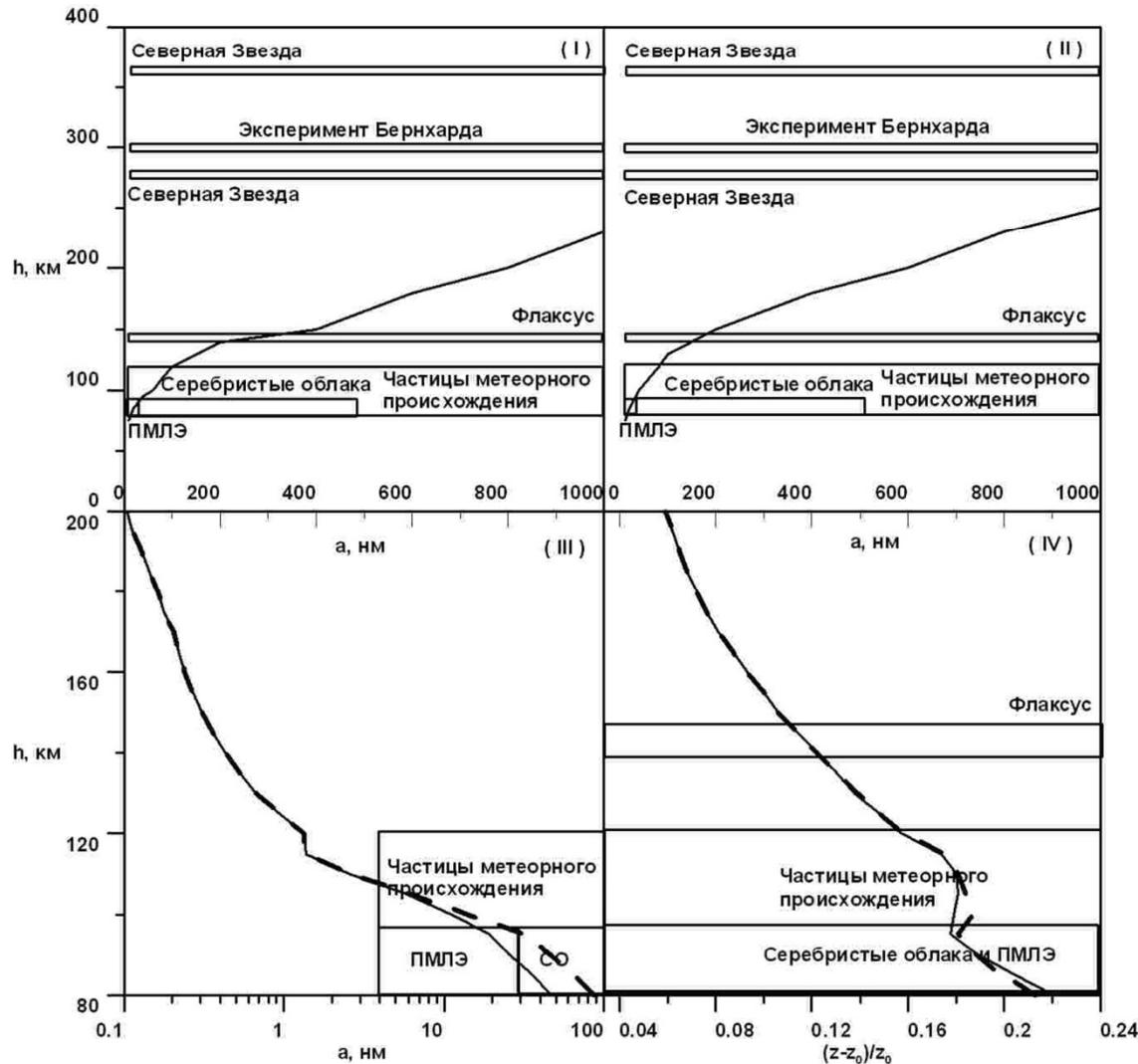
В случае, когда верхняя граница спектра ограничена, а ток электронов незначителен, по сравнению с фототоком, решение можно искать в виде $z = z_0 + \delta$

при этом

$$\delta = -\alpha \frac{(1 + z_0 \tau) e^{x_2}}{x_2^2 + 2x_2 + 2 + 2z_0 + \tilde{a}}$$



Области запылённой ионосферной плазмы, где необходим учёт нейтралов



- (I) – область (под кривой), где следует учитывать резонансную перезарядку ионов при их взаимодействии с нейтралами в случае положительно заряженных пылевых частиц
- (II) – область (под кривой), где следует учитывать резонансную перезарядку ионов при их взаимодействии с нейтралами в случае отрицательно заряженных пылевых частиц
- (III) – (IV) Области (над кривой), где важно учитывать изменение температуры электронов при описании зарядки пылевых частиц



Выводы

- 1. Рассмотрено влияние эффектов резонансной перезарядки ионов при их взаимодействии с нейтралами, а также нагрева электронов при фотоэффекте на зарядку пылевых частиц в лабораторной и ионосферной комплексной (пылевой) плазме в присутствии достаточно интенсивного электромагнитного излучения, когда пылевые частицы имеют положительные заряды.**
- 2. Получено выражение для микроскопического тока ионов на пылевую частицу с учетом влияния эффекта резонансной перезарядки. Оказывается, что эффект резонансной перезарядки ионов при их взаимодействии с нейтралами может приводить к существенному уменьшению тока ионов на положительно заряженную пылевую частицу. Найдено условие на концентрации нейтралов в плазме, при которых указанный эффект оказывается существенным. Определены области параметров комплексной плазмы ионосферы, в которых при вычислении зарядов пылевых частиц следует учитывать эффект резонансной перезарядки ионов. Оказывается, что данный эффект важен при описании серебристых облаков, полярных мезосферных радиоотражений, метеорной пыли, активных геофизических экспериментов Fluxus.**
- 3. Показано, что образование фотоэлектронов в процессе зарядки пылевых частиц может приводить к существенному нагреву электронов в плазме, что, в свою очередь, влияет на интенсивность зарядки пылевых частиц. При этом фотоэлектроны, имеющие энергии порядка 1 эВ, отделяются от пылевых частиц и поступают в плазму. Получена зависимость температуры электронов плазмы от времени. Эффективность нагрева электронов зависит от концентрации нейтралов. Найдено условие на концентрацию нейтралов, при выполнении которого возможен эффективный нагрев электронной компоненты.**